

УДК 523.874

МОДЕЛЬ ВТОРИЧНОГО ПИКА НА КРИВЫХ БЛЕСКА РЕНТГЕНОВСКИХ НОВЫХ

© 2003 г. Г. В. Липунова¹, Н. И. Шакура^{1,2}

Предложена модель вторичного пика на кривых блеска рентгеновских новых. В пике блеска все вещество в диске вокруг компактного объекта ионизовано. Вторичный пик, т.е. кратковременный рост темпа аккреции, обусловлен образованием в диске зоны конвекции, где увеличен параметр турбулентности α . Качественно рассчитан закон изменения темпа аккреции после вторичного пика с учетом того, что зона конвекции движется от внешней границы к центру диска.

ВВЕДЕНИЕ

В настоящей работе рассматривается эволюция вязкого аккреционного диска, в котором наряду с областями полной ионизации вещества присутствует область с частичной ионизацией. В центре аккреционного диска находится компактный объект. В стандартной теории дисковой аккреции [1] для описания вязкости, обусловленной турбулентными движениями газа, используется параметр турбулентности α , связывающий касательную компоненту тензора вязких напряжений и полное давление в диске. Широко принято, что в областях, где вещество полностью ионизовано, α можно считать постоянной величиной. Мы предполагаем, что область с частичной ионизацией имеет другое значение α , которое больше значений параметра турбулентности и в зонах с полной ионизацией, и в зонах с нулевой ионизацией.

Рассмотрим эволюцию аккреционного диска, при которой меняется температура в диске и, следовательно, расположение зон с разной степенью ионизации также меняется. Пусть изначально все вещество в диске полностью ионизовано. При уменьшении темпа аккреции температура в диске падает, и в некоторый момент вблизи внешнего края диска (наиболее холодного) появляется зона с частичной ионизацией вещества. При дальнейшем уменьшении темпа аккреции эта зона продвигается к центру диска. В дополнение к обычному нагреву диска из-за вязкости в этой зоне происходит выделение энергии 13.6 кэВ на атом вследствие рекомбинации атомов водорода. Однако в данной работе мы не включаем в расчет этот эффект, поскольку основной целью является исследование изменения светимости всего диска, которая определяется его центральной, самой яркой частью.

Эта светимость зависит от величины темпа аккреции через внутреннюю границу диска, закон изменения которого от времени мы исследуем.

Мы предполагаем, что в рентгеновских новых формирование в диске зоны с частичной ионизацией приводит к наблюдаемому эффекту вторичных пиков на вспышечных кривых блеска этих источников.

Рентгеновские новые представляют собой рентгеновские двойные системы с компактным компонентом. Во время вспышки диском излучается гравитационная энергия, освобожденная посредством вязкостного механизма. Эволюция α -диска объясняет наблюдаемый, типичный для рентгеновских новых, ход кривых блеска – экспоненциальное падение после главного пика с характерным временем 30–50 дней. Соответствующее решение было получено в [2]. Это решение позволяет промоделировать кривые блеска рентгеновских новых в рентгеновском и оптических В- и V-диапазонах, на основе чего возможна оценка основного параметра турбулентных дисков – α , что и было сделано для рентгеновских новых A 0620-00 и GS 1124-683 в [3].

Характерной особенностью вспышечных кривых блеска у рентгеновских новых является наличие вторичного пика, наблюдаемого и в рентгеновском, и в оптическом диапазонах. Увеличение потока примерно в 2 раза происходит в течение нескольких дней на 50–70-й день после главного пика. Эту особенность рассматривали с позиций теории в [3–8]. В данной работе мы предлагаем новое объяснение появления вторичного пика на кривой блеска от диска с зоной частичной ионизации.

1. ОСНОВНЫЕ УРАВНЕНИЯ

Вязкостная эволюция аккреционного диска описывается двумя интегрированными по толщине диска уравнениями: ϕ -компонентой уравнения Навье – Стокса и уравнением неразрывности. Комбинируя эти уравнения, можно получить ос-

¹ Государственный астрономический институт им. П.К. Штернберга Московского государственного университета им. М.В. Ломоносова.

² Астрофизический институт Макса Планка, Гархинг, Германия.

новое уравнение нестационарной аккреции типа диффузионного для функции от переменных h и t :

$$\frac{\partial F}{\partial t} = D \frac{F^m \partial^2 F}{h^n \partial h^2} \quad (1)$$

(см., например, [9]). Здесь $h = \sqrt{GM}r$ – удельный кеплеровский момент импульса вещества в диске, F – полный момент вязких сил, действующих между соседними кольцами в диске, деленный на 2π , $F = W_{\text{тп}} r^2$, где $W_{\text{тп}}$ – компонента тензора вязких напряжений. Величина D – “коэффициент диффузии”, определяемый вертикальной структурой диска, – связывает величину F и поверхностную плотность Σ [9, 10]:

$$\Sigma = \frac{(GM)^2 F^{1-m}}{2(1-m)Dh^{3-n}}. \quad (2)$$

Коэффициент диффузии D рассматривается как постоянная величина в областях с одинаковыми типом непрозрачности и α (см. [2] и Приложение). Учитывая уравнение переноса момента импульса (см., например, [1]), можно записать темп аккреции в следующем виде:

$$\dot{M}(h, t) = -2\pi \partial F / \partial h. \quad (3)$$

Безразмерные величины m и n из (2) определяются законом непрозрачности, который мы берем в виде

$$\kappa = \kappa_0 \rho^\zeta / T^\nu. \quad (4)$$

Связь между безразмерными индексами получена в [9]:

$$m = \frac{4 + 2\zeta}{10 + 3\zeta + 2\nu}, \quad n = \frac{12 + 11\zeta - 2\nu}{10 + 3\zeta + 2\nu}. \quad (5)$$

$m = 2/5$ и $n = 6/5$, если томсоновское рассеяние дает основной вклад в непрозрачность; $m = 3/10$ и $n = 4/5$ в случае, если доминирует тормозное поглощение.

2. УВЕЛИЧЕНИЕ ТЕМПА АККРЕЦИИ ПРИ НАЧАЛЕ ПРОЦЕССА РЕКОМБИНАЦИИ

В целом краткосрочное увеличение светимости диска может быть получено двумя путями: в результате быстрого временного увеличения темпа переноса вещества со вторичной компоненты или вследствие увеличения вязкости в диске. В обоих случаях должен увеличиться темп аккреции через внутреннюю границу диска, чтобы появился вторичный пик на рентгеновской кривой блеска. Первый вариант был рассмотрен в [4, 5]. Однако, как отмечено в [6], светимость при этом возрастает недостаточно быстро, с характерным временем вязкостной шкалы на внешнем радиусе диска.

В рентгеновской новой А 0620-00 (1975) вторичный пик в оптическом диапазоне появляется

примерно на 5 дней раньше, чем в рентгеновском диапазоне, а в инфракрасном – еще на несколько дней раньше, чем в оптическом [11]. Из наблюдений другой рентгеновской новой GS 1124-683 (1991) получено, что главный пик в оптическом диапазоне был раньше пика в рентгене приблизительно на 4 дня [12]. Это свидетельствует в пользу наличия задержки между вариациями потока в оптическом и рентгеновском диапазонах. В нашем распоряжении нет, к сожалению, аналогичной информации о главном пике во вспышке А 0620-00.

Такое запаздывание говорит в пользу того, что процессы, обуславливающие ход вспышки, происходят во внешних частях диска, где формируется оптическое излучение.

Увеличение коэффициента вязкости во внешней части диска рассмотрено в [6], где получено, что характерное время увеличения светимости во вторичном пике сравнимо с наблюдаемыми значениями (несколько дней). Вязкость увеличивается в результате быстрого нагрева внешних частей диска после начала рентгеновского облучения при “просветлении” (или испарении) облака, предположительно экранирующего центральный рентгеновский источник.

Другой путь увеличения коэффициента вязкости ν_i – это изменение параметра турбулентности α , поскольку в диске

$$\nu_i \sim \alpha \nu_s^2 / \omega, \quad (6)$$

где ν_s – скорость звука и ω – угловая скорость. Изменения α в ограниченной области диска может быть достаточно для изменения распределения F (полного момента вязких сил) по радиусу в целом диске и, следовательно, для изменения темпа аккреции.

Что это может быть за область?

Так как темп аккреции в диске рентгеновской новой после главного пика постепенно спадает, в некоторый момент начинается рекомбинация атомов вещества. При этом увеличивается непрозрачность в диске в направлении выходящего с поверхности излучения. Вначале это происходит вблизи внешней границы диска, где температура вещества самая низкая. Естественно предположить, что зона частичной ионизации продвигается внутрь по радиусу из-за дальнейшего уменьшения температуры в диске. В этой зоне перенос энергии в вертикальном направлении происходит за счет конвекции, так как эффективность переноса излучением уже недостаточна.

Зона частичной ионизации расположена на неустойчивой ветви (с отрицательным наклоном) “S-кривой” – общепринятого графического представления зависимости между эффективной температурой диска и его поверхностной плотностью, характеризующей тепловую устойчивость решений в теории дисковой аккреции. (см., например,

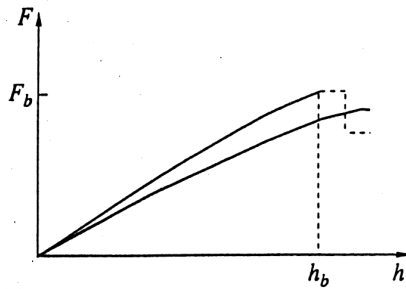


Рис. 1. Схема, иллюстрирующая увеличение темпа аккреции через внутреннюю границу диска. Символы h_b и F_b обозначают величины на границе конвективной зоны.

[13, 14]). Вполне вероятно, что в зоне частичной ионизации с сильной конвекцией усиливаются турбулентные движения и параметр α увеличивается [14–16]. Именно в результате этого увеличивается темп аккреции во внутренней части диска.

На самом деле тепловая неустойчивость может вначале проявиться не на самом краю диска, а немного ближе к центру. Это связано с тем, что эффективная температура, при которой начинается область неустойчивых решений, зависит от радиуса в диске (см., например, [17]).

Поскольку в рассматриваемой зоне α увеличено, там растет момент вязких сил (или величина F) и распределение F по r приобретает вид с “горбом”, который будет разглаживаться из-за большого градиента. Переходя к вычислениям, положим, что картина, изображенная на рис. 1, имеет место в момент времени $\tau = 0$. Характерное время формирования этой картины должно соответствовать наблюдаемым задержкам между изменениями оптического (или инфракрасного) и рентгеновского потоков. На рис. 1 наклон сплошной кривой пропорционален темпу аккреции на соответствующем расстоянии. Штриховой линией условно обозначена конвективная зона и область за ней.

3. КРИВАЯ БЛЕСКА ПОСЛЕ ВТОРИЧНОГО ПИКА

Рассмотрим теперь, как меняется темп аккреции после вторичного пика. Обозначим массу части диска, в которой вещество полностью ионизовано, через M_* . Ее уменьшение со временем описывается следующим уравнением:

$$-\frac{dM_*}{d\tau} = \dot{M}_{in} + \Delta_\tau M_b, \quad (7)$$

где \dot{M}_{in} – темп аккреции через внутреннюю границу, $\Delta_\tau M_b$ – изменение количества полностью ионизованного вещества из-за рекомбинации, т.е. из-за продвижения внутрь границы конвективной зоны. Полагаем, что аккреция через границу конвектив-

ной зоны пренебрежимо мала (см. рис. 1, на котором темп аккреции пропорционален $\partial F/\partial h$).

В стандартной α -модели [1, 18] полный момент вязких сил (деленный на 2π) можно записать как $F = \alpha \Sigma v_s^2 r^2$, где v_s – скорость звука. Пусть на внутренней границе конвективной зоны

$$F_b = \alpha_2 \Sigma_b v_b^2 R_b^2, \quad (8)$$

где α_2 – параметр турбулентности, увеличенный в конвективной зоне, а v_b – фиксированная скорость звука, соответствующая конкретному значению температуры, при которой начинается рекомбинация и которая приблизительно одинакова на всех радиусах.

Выражение (8) примет другой вид при учете конкретных соотношений, описывающих вертикальную структуру диска. Вертикальная структура оптически толстого α -диска была детально исследована, например, в [19], где были определены собственные значения безразмерных параметров, являющихся комбинациями физических величин, характеризующих диск на данном радиусе. При учете результатов [19] выражение (8) может быть записано с использованием одного из упомянутых безразмерных параметров – Π_3 :

$$F_b = \alpha_2 \Sigma_b \frac{\mathfrak{N} T_b}{\Pi_3 \mu} R_b^2, \quad (9)$$

где $T_b \propto v_b^2$ – фиксированная температура в центральной плоскости диска, \mathfrak{N} – универсальная газовая постоянная, μ – молекулярный вес газа.

Подставляя (9) в уравнение (2), связывающее F и Σ на данном радиусе, и выражая величины m и n через ζ и ν (5), получаем

$$\begin{aligned} \Sigma_b &\propto R_b^{\frac{3+3\zeta}{4+2\zeta}} \alpha_2^{\frac{1}{2+\zeta}}, \\ F_b &\propto R_b^{\frac{11+7\zeta}{4+2\zeta}} \alpha_2^{\frac{1+\zeta}{2+\zeta}}. \end{aligned} \quad (10)$$

Заметим, что для закона непрозрачности Крамерса $\zeta = 1$ (см. (4)). Нижний индекс b означает, что величина взята на границе между областью с полностью ионизованным веществом и конвективной зоной с частичной ионизацией вещества. Масса части диска с полностью ионизованным веществом может быть записана как

$$M_* = C_1 \Sigma_b R_b^2, \quad (11)$$

где C_1 – безразмерная константа. Если $\kappa \propto \rho$, тогда $M_* \propto R_b^3$. (В стандартном диске, в котором $\Sigma \propto r^{-3/4}$, C_1 равно $8\pi/5$.) С учетом (11) второй член в левой части уравнения (7) становится

$$\Delta_\tau M_b = \Sigma_b \cdot 2\pi R_b \dot{R}_b \propto \frac{dM_*}{d\tau}. \quad (12)$$

Предполагая, что имеет место некоторое распределение тензора вязких напряжений по радиусу диска, такое, что:

$$\dot{M}_{in} = C_2 \cdot 2\pi F_b / h_b, \quad (13)$$

где C_2 – другая безразмерная константа (ср. уравнение (3)), и учитывая (10), можно получить

$$\dot{M}_{in} \propto R_b^{\frac{9+6\zeta}{4+2\zeta}} \propto M_*^{\frac{9+6\zeta}{11+7\zeta}}. \quad (14)$$

Итак, вместо (7) мы приходим к выражению

$$(1+B) \frac{dM_*}{d\tau} = -AM_*^{\frac{9+6\zeta}{11+7\zeta}}, \quad (15)$$

где A и B – некоторые константы, являющиеся комбинациями физических величин диска. Правая часть уравнения (15) представляет собой темп аккреции через внутреннюю границу диска \dot{M}_{in} . Выражение для величины A дано в Приложении. Константа B сразу определяется при сравнении (11) и (12):

$$B = 2\pi/3C_1. \quad (16)$$

Поскольку точное решение уравнения нестационарной аккреции (1) в диске с зоной частичной ионизации является чрезвычайно сложной задачей, описанный выше тип усреднения величин, зависящих от радиуса, представляется подходящим способом для упрощения задачи. Теперь задача может быть решена с использованием уравнения (15). При этом качественном рассмотрении темп аккреции определяется приближенно из массы диска. Решение уравнения (15) легко находится:

$$M_* = \left\{ \frac{A}{(1+B)} \frac{2+\zeta}{11+7\zeta} (\tau - \tau_0) \right\}^{\frac{11+7\zeta}{2+\zeta}}. \quad (17)$$

Используя (15), получаем закон изменения со временем темпа аккреции через внутреннюю границу диска:

$$\dot{M}_{in} = A \left\{ \frac{A}{(1+B)} \frac{2+\zeta}{11+7\zeta} (\tau - \tau_0) \right\}^{\frac{9+6\zeta}{2+\zeta}}. \quad (18)$$

Константа τ_0 определяется из темпа аккреции \dot{M}_{in} (13) при $\tau = 0$:

$$\tau_0 = 0.11 \left(\frac{11+7\zeta}{2+\zeta} \right) t_2 \alpha_2 \left(\frac{C_1 + 2\pi/3}{C_2} \right), \quad (19)$$

где t_2 – время вторичного пика, рассчитанное от точки сингулярности решения, полученного в [2] для эволюции диска между главным и вторичным пиками при непрозрачности по закону Крамерса.

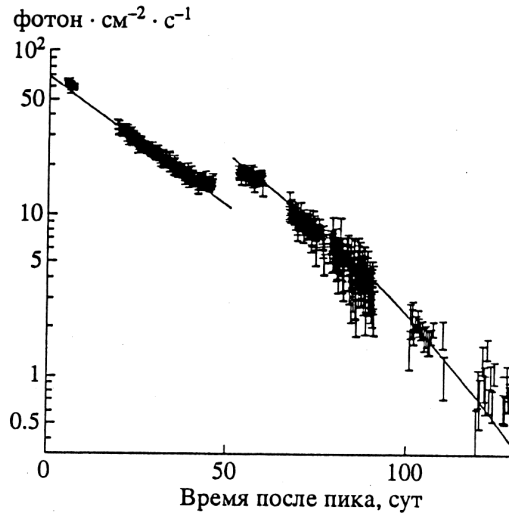


Рис. 2. Моделирование рентгеновской кривой блеска рентгеновской новой А 0620-00 до и после вторичного пика. Показаны модель (сплошная линия) и наблюдаемый поток (точки с барами ошибок) в диапазоне 3–6 кэВ [20] в зависимости от времени.

Расстояние от центра диска до границы конвективной зоны изменяется по закону

$$R_b(\tau) = R_b(\tau = 0) \left(\frac{\tau - 1}{\tau_0} \right)^2. \quad (20)$$

Таким образом, на временную зависимость R_b не влияет вид закона непрозрачности $\kappa = \kappa_0 \rho^\zeta / T^\nu$, если κ_0 и индексы ζ и ν постоянны на границе конвективной зоны, движущейся к центру диска.

Темп аккреции становится нулевым и конвективная зона достигает центра диска за конечное время τ_0 .

Если $\kappa \propto \rho$ (как в законе непрозрачности Крамерса), временные зависимости принимают вид

$$M_* \propto (\tau - \tau_0)^6, \quad \dot{M}_{in} \propto (\tau - \tau_0)^5. \quad (21)$$

4. ОБСУЖДЕНИЕ

Полученное решение (18) позволяет приблизительно оценить параметр турбулентности α_2 , увеличенный в зоне конвекции. При этом необходимо учесть результаты (параметры диска), полученные при моделировании кривой блеска до вторичного пика. Оценка α_2 может быть проведена путем подгонки модельной рентгеновской кривой блеска к наблюдательным данным после вторичного пика.

На рис. 2 показано моделирование рентгеновской кривой блеска А 0620-00 (1975) до и после вторичного пика. Модель излучения представляет собой излучение “чернотельного многоцветного” диска в гравитационном потенциале Пачински –

Вита. Рентгеновский поток определяется темпом аккреции во внутренней части диска. Параметры приведенной модели ($M = 7 M_{\odot}$, $M_{opt} = 0.5 M_{\odot}$, $R_{disk} = 1.8 R_{\odot}$, $\alpha = 0.3$) позволяют промоделировать данные в рентгеновском и оптических диапазонах В и V до вторичного пика с использованием модели нестационарного диска [2]. Поиск удовлетворительных интервалов параметров диска проведен в [3]. Моделирование также дает время вторичного пика, рассчитанное от точки сингулярности решения [2], $t_2 = 215$ сут. В этот момент времени ($t = 47$ сут на рис. 2) температура в центральной плоскости диска на его внешнем радиусе ≈ 19600 К, а эффективная температура ≈ 6300 К. Заметим, что конвективная зона должна образоваться раньше наступления рентгеновского пика на кривой блеска.

Модельная кривая после вторичного пика ($\alpha_2 = 0.57$) является приблизительной, так как временные зависимости взяты с показателями для закона непрозрачности Крамерса, который, вероятнее всего, модифицируется, когда начинается рекомбинация атомов газа. Мы выбрали следующие константы для рис. 2: $C_1 \approx 3.0$ и $C_2 \approx 1.3$.

Далее, мы приняли $R_b(\tau = 0) = R_{disk}$, но в действительности начальная граница конвективной зоны находится ближе, так как есть задержка между инфракрасным и рентгеновским вторичными пиками порядка 10 сут. Мы предполагаем, что схема, изображенная на рис. 1, может быть использована, поскольку, согласно (19), $\tau_0 \approx 284$ сут – характерное время продвижения конвективной зоны, отсчитываемое от момента вторичного пика, – много больше характерного времени формирования структуры, изображенной на схеме.

В принципе на границе конвективной зоны величины Π_3 , μ и κ_0 могут отличаться от величин в зоне с однородной непрозрачностью, описываемой законом Крамерса. К тому же эти величины могут меняться по мере того, как зона конвекции продвигается к центру диска.

В последнее время для объяснения вторичного пика на кривых блеска рентгеновских новых было предложено несколько моделей на основе иных физических процессов. Так, модель с определяющей ролью облучения рентгеновским потоком внешних частей диска была рассмотрена в [7]. В этой работе вторичный пик объясняется как усиление темпа аккреции в центре диска после запуска механизма тепловой неустойчивости во внешней части диска вследствие облучения рентгеновским потоком в главном пике. Время между главным и вторичным пиками соответствует, по порядку, вязкостной шкале в диске. В [8] предложена модель испарения центральной части диска и ее последующего заполнения веществом. Утверждается, что экспоненциальный спад и вторичный пик на кривых блеска могут быть получены при соответствующей интенсивности испарения. В нашей модели сильное облучение предотвращало бы появление вторичного пика, так как дополнительный прогрев задерживает начало рекомбинации в газе диска, т.е. наша модель неприменима, если поток излучения в данной точке во внешней части диска F_{loc} меньше, чем F_{ir}/τ , где τ – оптическая толщина на данном радиусе, F_{ir} – рентгеновский поток, которым облучаются внешние части диска.

Работа частично поддержана грантами РФФИ (№ 02-02-06661, 00-02-17164), проекта “Университеты России”.

ПРИЛОЖЕНИЕ

Для расчета константы A подставим выражение (9) в (2), а потом в (13). С учетом уравнения (11) получим

$$A = \pi \cdot 2^{\frac{11\zeta+12-2\nu}{22+14\zeta}} \alpha_2^{\frac{7\zeta+10}{11+7\zeta}} \left(\frac{\mathcal{R} T_b}{\Pi_3 \mu} \right)^{\frac{15\zeta+28+2\nu}{22+14\zeta}} C_1^{\frac{9+6\zeta}{11+7\zeta}} \left(\frac{1}{\hat{D}} \frac{10+3\zeta+2\nu}{6+\zeta+2\nu} \right)^{\frac{10+3\zeta+2\nu}{22+14\zeta}},$$

где

$$\hat{D} = \frac{1}{4(1-m)} \left\{ \frac{2^{6+\zeta+2}}{\Pi_1^\zeta \Pi_2^{2\zeta} \Pi_3^{8+\zeta+2\nu} \Pi_4^2} \left(\frac{\mathcal{R}}{\mu} \right)^{8+2\nu} \left(\frac{9\kappa_0}{8ac} \right)^2 (GM)^{12+8\zeta} \right\}^{\frac{1}{10+3\zeta+2\nu}}.$$

Величина \hat{D} – редуцированный коэффициент диффузии D , из которого исключен параметр α . Величина D рассчитана в [2].

Для закона непрозрачности Крамерса

$$A [g^{1/6} s^{-1}] = 7.17 \cdot 10^{-8} \frac{C_2}{C_1^{5/6}} \left(\frac{\alpha_2^{17} T_b^{25}}{(M/M_{\odot})^{10} \Pi_1^{1/2} \Pi_2 \Pi_3^{33} \Pi_4} \right)^{1/18} \left(\frac{\mu}{0.5} \right)^{-35/36},$$

где Π_1 , Π_2 , Π_3 и Π_4 рассчитаны в [19].

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. *Shakura N.I., Sunyaev R.A.* // *Astron. Astrophys.* 1973. V. 24. P. 337.
2. *Lipunova G.V., Shakura N.I.* // *Astron. Astrophys.* 2000. V. 356. P. 363.
3. *Lipunova G.V., Shakura N.I.* // *Астрон. журн.* 2002. Т. 79. С. 407.
4. *Chen W., Livio M., Gehrels N.* // *Ap. J.* 1993. V. 408. P. L5.
5. *Augusteijn T., Kuulkers E., Shaham J.* // *Astron. Astrophys.* 1993. V. 279. P. L13.
6. *Mineshige S.* // *Ap. J.* 1994. V. 431. P. L99.
7. *King A.R., Ritter H.* // *Mon. Not. Roy. Astron. Soc.* 1998. V. 293. P. L42.
8. *Cannizzo J.K.* // *Ap. J.* 2000. V. 534. P. L35.
9. *Любарский Ю.Е., Шакура Н.И.* // *Письма в "Астрон. журн."* 1987. Т. 13. С. 917.
10. *Filipov L.G.* // *Adv. Space Res.* 1984. V. 3. P. 305.
11. *Kuulkers E.* // *New Astron. Rev.* 1999. V. 42. P. 1.
12. *Ebisawa K., Ogawa M., Aoki T. et al.* // *Publ. Astron. Soc. Japan.* 1994. V. 46. P. 375.
13. *Meyer F., Meyer-Hofmeister E.* // *Astron. Astrophys.* 1981. V. 104. P. L10.
14. *Mineshige S., Osaki Y.* // *Publ. Astron. Soc. Japan.* 1983. V. 35. P. 377.
15. *Cannizzo J.K., Ghosh P., Wheeler J.C.* // *Ap. J.* 1982. V. 260. P. L83.
16. *Papaloizou J., Lin D.N.C.* // *Ann. Rev. Astron. Astrophys.* 1995. V. 33. P. 505.
17. *Kato S., Fukue J., Mineshige S.* *Black-hole Accretion Disks.* Kyoto: Kyoto Univ. Press, Japan, 1998.
18. *Шакура Н.И.* // *Астрон. журн.* 1972. Т. 49. С. 921.
19. *Ketsaris N.A., Shakura N.I.* // *Astron. Astrophys. Trans.* 1998. V. 15. P. 193.
20. *Kaluzienski L.J., Holt S.S., Boldt E.A., Serlemitsos P.J.* // *Ap. J.* 1977. V. 212. P. 203.